



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. V. Boiko, V. V. Kozlov, V. V. Syzrantsev, V. A. Sherbokov, Experimental study of the transition to turbulence at a single stationary disturbance in the boundary layer of an oblique aerofoil,
Prikl. Mekh. Tekh. Fiz., 1995, Volume 36, Issue 1, 72–84

<https://www.mathnet.ru/eng/pmtf3622>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.85

May 19, 2025, 02:47:36



6. Belyaev Yu. N., Monakhov A.A., Scherbakov S.A., Yavorskaya I.M. Some routes to turbulence in the spherical Couette flow // *Laminar-Turbulent Transition*. — Berlin: Springer-Verlag, 1985.
7. Беляев Ю.Н., Яворская И.М. Проблемы устойчивости и возникновения хаоса в замкнутых гидродинамических течениях // *Тр. МИАН СССР им. Стеклова*. — 1989. — Т. 186.
8. Belyaev Yu. N., Yavorskaya I.M. Non-uniqueness and multi-parametric study of transition to chaos in the spherical Couette flow // *Europ. Journ. of Mech. B/Fluids*. — 1991. — V. 10, N 2.
9. Malinetskii G.G., Potapov A.B., Rakhmanov A.I., Rodichev E.B. Limitation of delay reconstruction for chaotic dynamical systems // *Phys. Lett.* — 1993. — V. 179A, N 1.
10. Broomhead D.S., King G. P. Extracting qualitative dynamics from experimental data // *Physica*. — 1986. — V. 20D, N 2.
11. Broomhead D.S., Jones R. Time-series analysis // *Proc. Roy. Soc. London*. — 1989. — V. A423. — P. 103—121.

г. Москва

Поступила 10/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 14/III 1994 г.

УДК 532.526

*А.В. Бойко, В.В. Козлов, В.В. Сызранцев,
В.А. Щербаков*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОДИНОЧНОМ СТАЦИОНАРНОМ ВОЗМУЩЕНИИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО КРЫЛА

Введение. Трехмерные пограничные слои — один из наиболее часто встречающихся на практике типов пристенных течений. В отличие от классического перехода на плоской пластине при низкой степени турбулентности набегающего потока, который вызывается развитием только волн Толлмина — Шлихтинга, распространяющихся вдоль потока [1], на скользящем крыле механизм перехода не столь однозначен и изучен значительно слабее.

При небольших углах скольжения и скоростях набегающего потока основными остаются те же механизмы неустойчивости, что и для двумерного крыла: усиление волн Толлмина — Шлихтинга, а ниже по потоку в зоне положительного градиента давления — волн неустойчивости отрывного течения [2]. Однако, начиная с углов скольжения порядка 30—40°, при достаточно низких скоростях потока (20—30 м/с) вблизи передней кромки крыла, как правило, формируется ряд стационарных совращающихся вихрей [3], оси которых направлены приблизительно вдоль линии тока невязкого течения. Появление таких структур в течении на крыле и в других сходных потоках, например на вращающемся диске [4], связано с наличием в пограничном слое компоненты скорости, направленной перпендикулярно вектору скорости в свободном потоке. Профиль скорости такого поперечного течения перегибной, что, согласно линейной теории, способствует появлению неустойчивости невязкого типа. В данном случае начинают усиливаться возмущения, распространяющиеся практически вдоль направления поперечного течения, с частотами, низкими по сравнению с характерными для волн Толлмина — Шлихтинга, которые развиваются к тому же при значительно больших числах Рейнольдса и имеют вязкую природу.

Причины предпочтительного выделения именно стационарных вихрей связаны, во-первых, с тем, что такие возмущения оказываются близкими к наиболее усиливающимся [5], и, во-вторых, с наличием неконтролируемых затравочных возмущений от различных неровностей поверхности, влияние которых существенно вблизи передней кромки, где толщина пограничного

слоя мала [6, 7]. Амплитуды стационарных возмущений могут достигать значительных величин (10—20 % от местной скорости внешнего течения U_0), что способствует их сильной нелинейной активности, в частности может приводить к удвоению частоты следования вихрей [8] в трансверсальном направлении, как обнаружено в экспериментах [9, 10] и проанализировано в [3, 11] с позиций нелинейного взаимодействия вихрей.

Процесс дальнейшего перехода к турбулентности во многом зависит от характеристик конкретного крылового профиля. Если градиент давления быстро меняет знак, то стационарные вихри, продолжающие существовать ниже по потоку по инерции, начинают взаимодействовать с усиливающимися волнами Толлмина — Шлихтинга [8, 12].

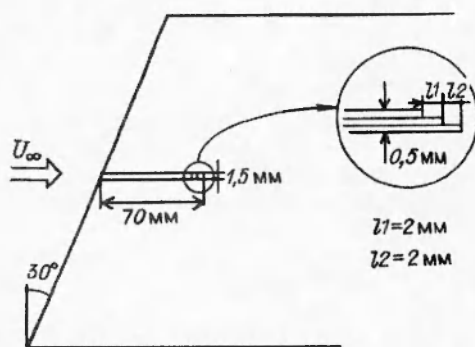
В то же время исследования [3, 13, 10] показывают, что переход часто происходит при докритических числах Рейнольдса и не может быть связан с усилением волн Толлмина — Шлихтинга. В этом случае в присутствии стационарных вихрей большой амплитуды в области, непосредственно предшествующей превращению течения в турбулентное, возникают и усиливаются новые высокочастотные возмущения, распространяющиеся вдоль первичных вихрей. Именно их развитие приводит к развалу ламинарного течения на отдельных вихрях, что дает “пилообразную” картину перехода, наблюдаемую при визуализации течения [13]. В дальнейшем турбулентные клинья от разных вихрей расширяются и сливаются, захватывая весь пограничный слой.

В [3] появление этих высокочастотных пульсаций связывается с вторичной неустойчивостью течения, периодически искаженного стационарными вихрями. Согласно этой концепции, при достаточно большой амплитуде вихрей в распределениях продольной компоненты средней скорости по нормальной координате Y и трансверсальной Z возникают точки перегиба, делаая течение локально невязконеустойчивым к высокочастотным возмущениям. При этом первичные стационарные вихри играют роль триггера, запускающего усиление бегущих волн, развитие которых собственно и приводит к окончательной стохастизации.

Справедливость идеи вторичной неустойчивости, высказанная применительно к данной ситуации в [3], впоследствии развита в теоретической модели [14] и экспериментально подтверждена в [10]. Было обнаружено несколько типов вторичных возмущений, которые могут распространяться вдоль первичных вихрей и связаны с перегибами в профилях средней скорости. Эксперименты [10] проводились на «естественных» стационарных вихрях, что не позволило авторам провести детальное исследование вторичной неустойчивости.

При достаточно низкой степени турбулентности (меньше $\sim 0,1$ % от U_0) амплитуды стационарных вихрей часто достигают значительных величин, причем в [6, 7] обнаружено, что с увеличением уровня возмущений в аэродинамических установках амплитуды стационарных вихрей уменьшаются, а бегущих волн поперечного течения увеличиваются, соответственно меняется их влияние на процесс стохастизации потока. Такое поведение демонстрирует конкурентную борьбу различных нелинейных механизмов, исход которой во многом зависит от начального спектра возмущений в свободном потоке. При этом чем шире этот спектр возмущений, тем больше возможное многообразие нелинейных взаимодействий между ними, что приводит к ускорению турбулизации. Тем не менее эксперименты [5, 10, 13, 15] проводились в «естественных» условиях аэродинамических труб, поэтому дают лишь качественное представление о возможных процессах перехода и не позволяют проводить непосредственное сравнение экспериментальных и теоретических результатов. В частности, вероятно, именно наличие неконтролируемых процессов в экспериментах [9] служит причиной того, что удвоение частоты не обнаружено в экспериментах других авторов.

Методика проведения экспериментов в контролируемых условиях применительно к трехмерным течениям достаточно хорошо разработана. На плоской пластине в [16] пары стационарных вихрей порождались накле-



Р и с. 1

ками вблизи передней кромки, бегущие волны возбуждались вибрирующей ленточкой. На скользящем крыле бегущие возмущения неустойчивости в области отрывного течения вводились в [2] контролируемым образом, стационарные вихри поперечного течения возбуждались различными способами в [6, 12], в [12] также моделировалось их взаимодействие с волнами Толмина — Шлихтинга.

В данной работе ставилась цель смоделировать развитие высокочастотных волн, порождающихся на отдельном стационарном вихре в

контролируемых условиях. Такой подход позволяет исследовать характеристики вторичной неустойчивости безотносительно к возможному влиянию соседних стационарных вихрей и вторичных возмущений друг на друга.

Методика проведения эксперимента. Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН [17]. Аэродинамическая труба Т-324 замкнутого типа с закрытой рабочей частью квадратного сечения 1×1 м и длиной 4 м. Степень турбулентности потока в рабочей части при скоростях проведения эксперимента 7—16 м/с не превышала 0,04 % от скорости набегающего потока U_∞ .

Схема эксперимента приведена на рис. 1. В качестве рабочей модели выбран высоконесущий крыловой профиль С-12 [18] с углом скольжения 30° и хордой 500 мм. Профиль состоит из симметричного оживального носика толщиной в самой широкой части 16 % хорды и длиной 5,6 мм, переходящего в две одинаковые сходящиеся плоские поверхности. Профиль располагался вертикально и жестко крепился к горизонтальным стенкам рабочей части так, чтобы рабочая поверхность профиля представляла собой плоскую пластину, расположенную под нулевым углом атаки. Такое крепление, во-первых, обеспечивает возможность перемещать датчик термоанемометра параллельно поверхности модели с высокой точностью, а во-вторых, упрощает анализ обтекания модели, поскольку кривизна существенна лишь вблизи носика крыла и локальный отрыв потока [2] в области середины хорды крыла, возникающий обычно при небольших углах атаки, отсутствует. Вместе с тем это реальный крыловой профиль для спортивных пилотажно-акробатических самолетов, что делает задачу более интересной с практической стороны по сравнению с исследованиями на плоской пластине.

Стационарное возмущение развивалось за выступом, приклеенным к поверхности, форма, размеры и положение которого на крыле показаны на рис. 1. Во избежание срывов потока с расположенного выше по потоку конца выступа этот выступ продолжен на нерабочую сторону крыла. Другой его конец, расположенный ниже по потоку, был сглажен с той же целью [19].

Используются две системы координат: XYZ , связанная с крылом, и $X'Y'Z'$, связанная с набегающим потоком. Ось X направлена вдоль хорды крыла перпендикулярно передней кромке и отсчитывается от нее, Z — вдоль размаха модели и направлена в сторону тока поперечного течения, оси Y и Y' совпадают и отсчитываются от поверхности крыла по нормали к ней. Ось X' направлена параллельно набегающему потоку, Z' — перпендикулярно плоскости $X'Y'$.

Измерения скорости набегающего потока проводились по разности полного и статического давления, определяемой с помощью комбинированного насадка Пито — Прандтля, подсоединенного к микроанометру. Основные термоанемометрические измерения велись в центральной части модели в диапазоне $\Delta Z = 80$ мм, где вторичное течение уже практически отсутство-

вало. Измерялись только продольные компоненты средней и пульсационной скоростей U и u' . Эти величины определялись с помощью термоанемометра фирмы DISA типа 55M01, откуда они поступали через аналого-цифровой преобразователь MacADIOS-Adio фирмы GW Instruments (США) в персональный компьютер Classic II фирмы Macintosh, где сигналы в ходе эксперимента лианеризовывались и подвергались дальнейшей обработке по специально разработанной программе.

Чувствительный элемент датчика термоанемометра постоянной температуры представлял собой вольфрамовую нить диаметром 6 мкм с рабочим участком $\approx 0,5$ мм, располагаемую параллельно поверхности модели. Координатное устройство, удерживавшее датчик, обеспечивало перемещение чувствительного элемента вдоль поверхности крыла с точностью 0,5 мм, а по нормали к крылу — 0,01 мм. Координата Y (или Y') = 0 определялась визуально с точностью $\approx 0,1$ мм. Измерения в пограничном слое велись по координатам X' (вдоль свободного потока), Z (вдоль передней кромки крыла) и Y . Из-за несовершенства конструкции координатника измерения по Z проводились лишь при фиксированном положении по $X' = 232$ мм или при других X' , но в узкой области $\Delta Z = \pm 5$ мм.

Датчик термоанемометра тарировался в свободном потоке напротив трубки Пито — Прандтля при скоростях потока в диапазоне 2—20 м/с так, чтобы погрешность в определении средней скорости была меньше 1 %. Тарировочная функция описывается формулой [20]

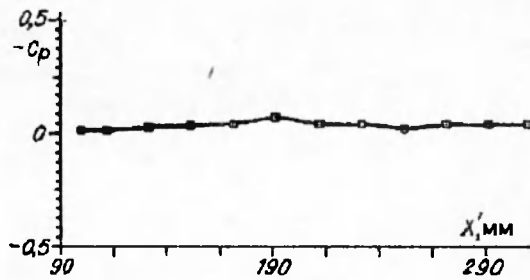
$$U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2},$$

где E и E_0 — выходные напряжения с анемометра при скорости потока U и в покое соответственно; k_1 , k_2 и $1/n$ — константы, определяемые эмпирически. Первый член соответствует известному выражению Кинга, второй добавлен для учета свободной конвекции при малых скоростях потока.

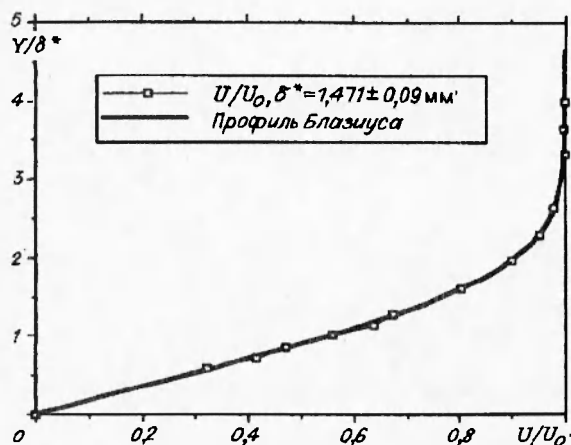
Для контролируемого возбуждения бегущих волн в пристенном течении использовалась методика преобразования звуковых колебаний в вихревые возмущения той же частоты сдвигового слоя на локальной неоднородности поверхности, описанная в [21]. Акустические колебания генерировались динамическим громкоговорителем, находящимся за моделью в диффузоре трубы и излучающим звук против направления потока. Частота звука и его амплитуда задавались с помощью генератора звуковых сигналов.

Известно, что при возбуждении звука в замкнутом пространстве аэродинамических труб возможно образование стоячих волн, которые могут препятствовать формированию и изучению развития бегущих возмущений. Однако, как показали специальные измерения, в данных экспериментах амплитуда и фаза звука вне пограничного слоя вблизи области генерации и развития волн неустойчивости были однородными.

Результаты измерений. *Характеристики пограничного слоя на скользящем крыле.* Прежде чем приступить к исследованию процесса перехода к турбулентности в стационарном вихре, для данного скользящего крыла были выполнены некоторые тесты, направленные на определение характеристик невозмущенного пограничного слоя. На рис. 2 представлено распределение давления вдоль оси X' в области измерений, полученное пересчетом средней скорости, измеренной на расстоянии 30 мм от поверхности модели в отсутствие выступа при скорости набегающего потока $U_\infty = 7$ м/с. Видно, что уже при $X' = 100$ мм на крыле формируется практически безградиентное те-



Р и с. 2



Р и с. 3

ничного слоя на плоской пластине. Проводимое сравнение несколько условно, поскольку профиль скорости на скользящем крыле отличается от профиля на плоской пластине. Тем не менее благодаря тому, что большая часть рассматриваемого крыла представляет плоскую поверхность, вдоль которой отсутствует градиент давления, а следовательно, и поперечное течение, можно сделать некоторые оценки. Толщина вытеснения δ^* и толщина потери импульса ϑ для профиля $U(Y)$ были найдены путем численного интегрирования экспериментальных данных методом трапеций и составили 1,471 и 0,551 мм с погрешностями 0,09 и 0,011 мм, вызванными в основном неточностью определения расстояния до стенки, что дает величину формпараметра $H = \delta^*/\vartheta = 2,67 \pm 0,11$, довольно близкую к величине для профиля Блазиуса (2,59).

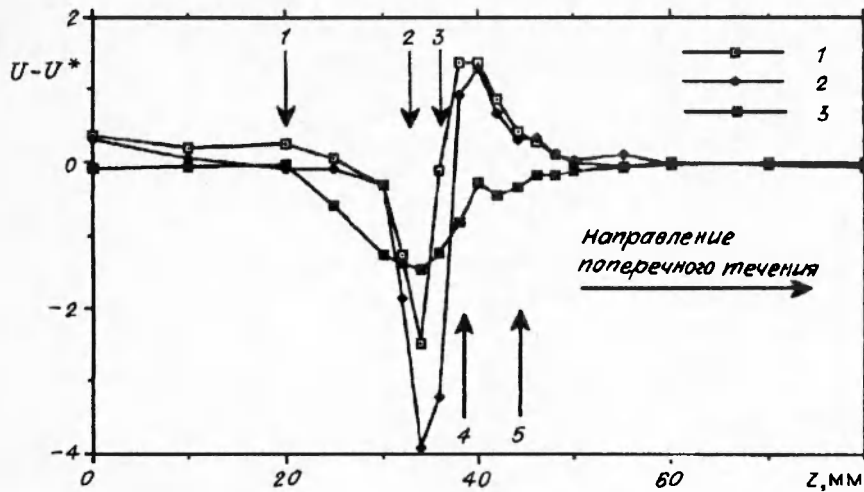
Большинство измерений с возбуждением бегущих волн проводилось при скоростях потока 7—8 м/с в диапазоне $X' = 200—315$ мм на безградиентном участке течения. Дальнейшие измерения показали, что пограничный слой на крыле оставался ламинарным с низким уровнем пульсаций во всей области измерений, сколько-нибудь заметного усиления волн Толлмина—Шлихтинга замечено не было как в естественных условиях, так и при наложении акустического поля на частоте генерации $f = 330$ Гц, которая значительно выше, чем максимальная усиливающаяся частота волны Толлмина—Шлихтинга для пограничного слоя Блазиуса.

Течение внутри стационарного возмущения. Как уже отмечалось, в пограничном слое крыла была установлена неровность в соответствии с рис. 1. В [12] показано, что структура потока, возникающая за такими препятствиями, близка по своим характеристикам к стационарным вихрям, возникающим в природных условиях. Там же испытано несколько различных форм и размеров неоднородностей, и оказалось, что они приводят к возбуждению практически одинаковых по форме стационарных возмущений. В данной работе консервативность формы возбуждаемых возмущений демонстрируется на рис. 4 распределениями $U(Z)$, измеренными в сечении $X' = 232$ мм на внешней границе невозмущенного пограничного слоя, при трех различных скоростях потока: $U_\infty = 7, 11$ и 16 м/с (линии 1—3). Скорости выбраны из расчета того, чтобы при $X' = 232$ мм в ядре вихря реализовывались ламинарный, переходный и турбулентный режимы течения.

Форму распределений $U(Z)$ при меньших скоростях набегающего потока (7 и 11 м/с) можно объяснить возбуждением единичного стационарного вихря, вращающегося по часовой стрелке, если смотреть вдоль внешнего течения (тогда поперечное течение вблизи передней кромки направлено слева направо). Локальное по Z уменьшение скорости связано с выносом вихрем низкоскоростной жидкости к границе пограничного слоя, а уве-

чение, при этом колебания коэффициента давления C_p на участке измерения $X' = 100—310$ мм не превышают 0,03.

Профиль $U(Y)$ средней скорости при $U_\infty = 7$ м/с для сечения $X' = 232$ мм, измеренный вдали от вихря, вызванного наклейкой, показан на рис. 3. Расстояние от стенки до ближайшей к ней экспериментальной точки определялось путем линейной экстраполяции профиля средней скорости вблизи стенки. Здесь же для сравнения приведен профиль Блазиуса для погра-

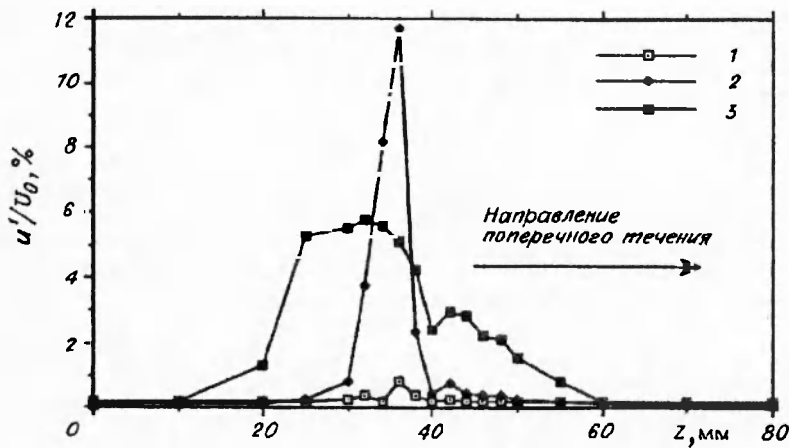


Р и с. 4

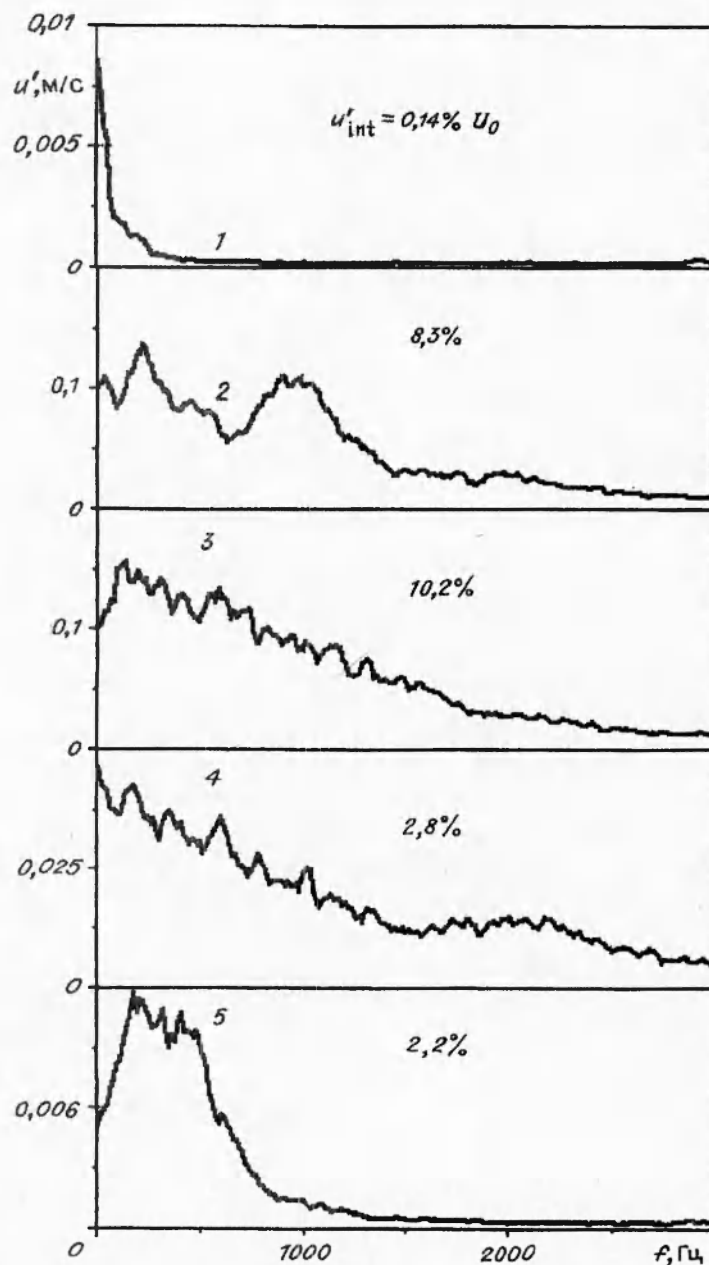
личение скорости ниже по поперечному потоку — с приносом высокоскоростной жидкости ближе к стенке.

Видно, что при скорости $U_\infty = 16$ м/с профиль существенно отличается от первых двух. Если при меньших скоростях набегающего потока ширина области искажения среднего течения вихрем составляет ≈ 25 мм, то при $U_\infty = 16$ м/с она почти в 2 раза больше (≈ 40 мм), кроме того, уменьшаются амплитуда возмущения и его форма. Эти результаты и сопутствовавшие им спектральные измерения свидетельствуют о диссипации вихря под действием турбулентности и о процессе постепенного проникновения турбулентности в ламинарный пограничный слой.

Сравнение распределений $U(Z)$ порождаемых возмущений при скоростях $U_\infty = 7$ и 11 м/с с полученными в [12] распределениями от одиночной неровности показывает их существенное отличие друг от друга. В частности, в [12] это распределение имеет более сложный характер. Эксперименты [12] проводились на скользящей пластине, причем использовались достаточно широкие неровности (≈ 12 мм), располагавшиеся на большом расстоянии от передней кромки. Можно предположить, что там возбуждались два вихря с разных боков препятствия аналогично тому, как это происходило в экспериментах [16], и форма полученного в [12] возмущения представляет



Р и с. 5



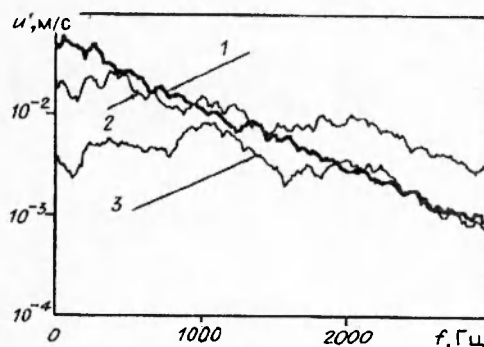
Р и с. 6

собой суперпозицию двух, каждое из которых похоже на возбуждаемое в описываемых здесь исследованиях на скользящем крыле.

На рис. 5 показаны распределения пульсаций поперек оси вихря для режимов 1 — 3 рис. 4. При всех рассматриваемых скоростях потока максимум пульсаций достигается в ядре вихря в области наибольшего искажения среднего течения в Z -направлении. При $\bar{U}_\infty = 16$ м/с профиль $u'(Z)$ значительно более широкий и, так же как и профиль средней скорости (рис. 4), указывает на постепенный развал вихря.

Представление о процессе перехода, происходящем в вихре, дают спектры пульсаций скорости, измеренные при $\bar{U}_\infty = 11$ м/с в точках, отмеченных на рис. 4 стрелками, и изображенные на рис. 6. Выше по поперечному

потоку, вдали от ядра вихря в спектре 1 присутствует лишь низкочастотный фон возмущений с интегральной интенсивностью пульсаций меньше 0,14 % U_0 , что свидетельствует о ламинарности пограничного слоя на крыле вне вихря в соответствии со сказанным в предыдущем пункте. Ближе к ядру вихря в спектре 2 выделяются два пакета волн с центральными частотами, близкими к 250 и 1000 Гц, а по другую сторону от минимума средней скорости в профиле $U(Z)$ 4 — пакет с частотой, близкой к 2000 Гц. Максимум интегральных пульсаций скорости $u'_{int} = 10,2$ % достигается в спектре 3, находящемся вблизи резкого перепада скорости в распределении $U(Z)$. В последнем случае не наблюдается выделенных частотных пакетов и спектр приближается к турбулентному. При дальнейшем удалении по Z от ядра вихря течение постепенно вырождается в ламинарное. На рис. 6 показан спектр 5, в котором еще заметен пакет на частотах до 500 Гц.

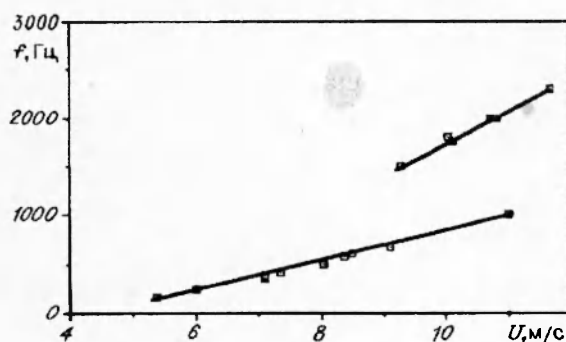


Р и с. 7

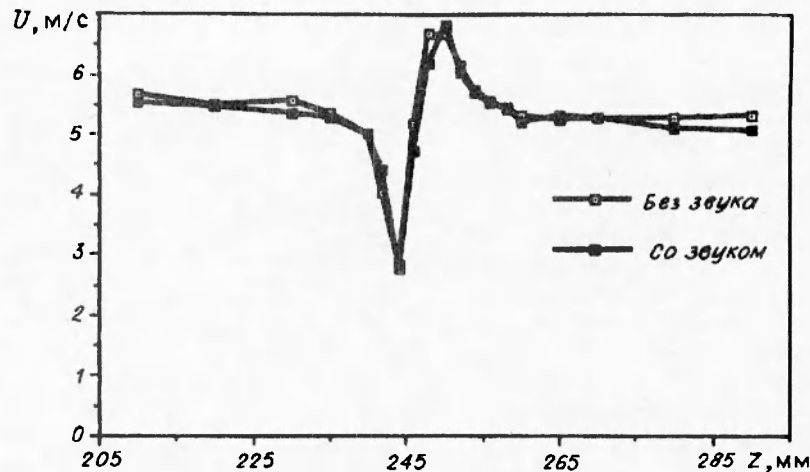
На рис. 7 представлен набор спектров, измеренных на расстояниях от стенки 3; 4 мм на границе невозмущенного пограничного слоя δ и 7 мм для спектра 3 по Z при скоростях $U = 1,4; 10$ и 11 м/с соответственно (линии 1—3). Переход к турбулентности происходит вначале у поверхности крыла: если вблизи нее спектры по виду и интенсивности пульсаций близки к турбулентным, то вдали от стенки еще заметны пакеты с центральными частотами 1000 и 2000 Гц.

Появление пакета с частотами ниже 500 Гц можно приписать низкочастотным модам поперечного течения, которые должны распространяться вдоль него в присутствии периодически расположенных стационарных вихрей и, возможно, могут довольно долго существовать в области релаксации к невозмущенному единичным вихрем пограничному слою. Другое объяснение может состоять в том, что пакеты с частотами 500 и 2000 Гц представляют собой субгармоники и первые высшие гармоники возмущений, близких к 1000 Гц. В пользу последнего говорит зависимость центральных частот высокочастотных пакетов от скорости набегающего потока, измеренной при $X' = 232$ мм (рис. 8).

Пакет волн с частотой 2000 Гц возникает лишь при сравнительно высоких скоростях потока, при которых начинаются мощные нелинейные процессы в выбранном сечении по X' . Видно, что частоты растут линейно по скорости, причем разница центральных частот пакетов в 2 раза не кажется простым совпадением. Если считать при этом, что причина появления высокочастотных пакетов лежит во вторичной невязкой неустойчивости течения в вихре и можно пренебречь влиянием числа Рейнольдса на развитие возмущений, то основным фактором, влияющим на характерные частоты пакетов, оказываются относительная высота ступеньки h/δ^* и как следствие



Р и с. 8



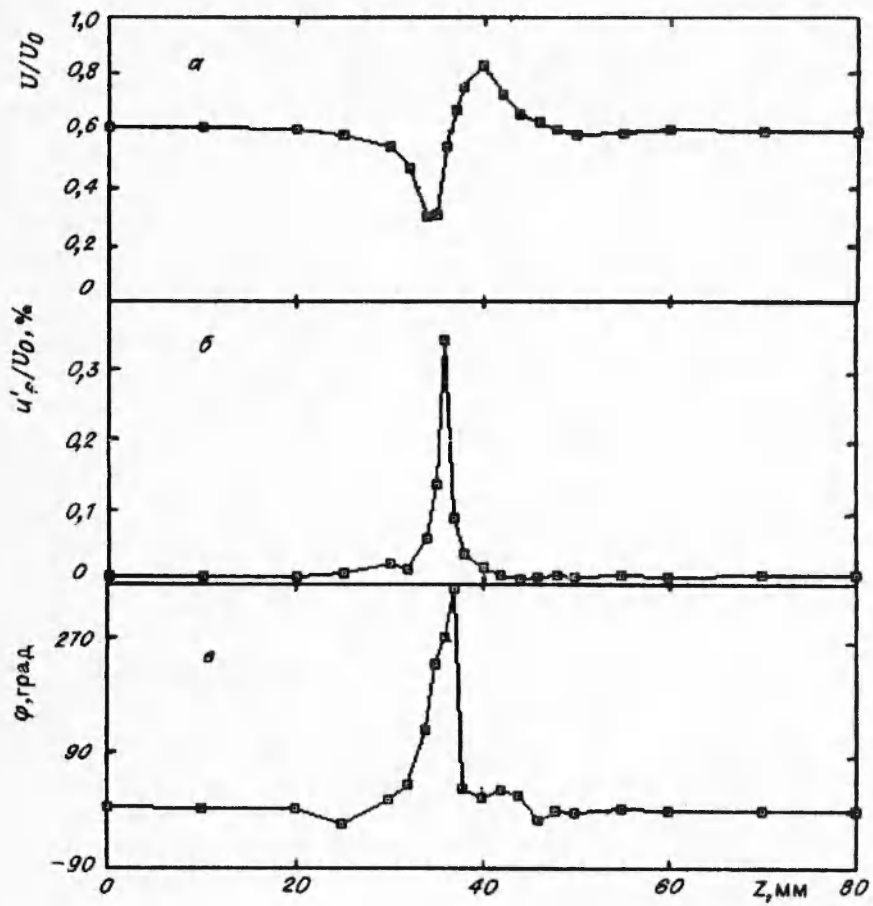
Р и с. 9

амплитуда стационарного вихря.

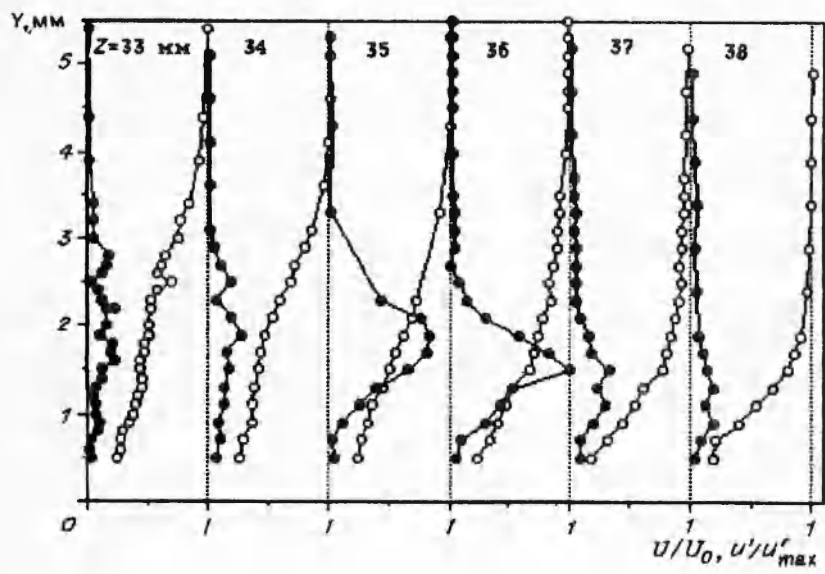
Развитие контролируемых бегущих возмущений в вихре. Рассмотрим некоторые характеристики неустойчивости бегущих волн, когда они вводились контролируемым образом, причем большинство измерений приведено в сравнении с измерениями без возбуждения течения. Колебания вводились звуком на частоте $f = 330$ Гц, которая близка к наиболее усиливаемой в пакете высокочастотных пульсаций, выделяющемся в вихре при этой скорости в точке $X' = 232$ мм (см. рис. 8).

Известно, что введение новых, пусть и малых, возмущений может в некоторых случаях влиять на среднее течение в сдвиговом слое [2], меняя сам объект исследования. Неизменность формы вихря от амплитуды порождаемых возмущений демонстрируется на рис. 9, где представлены результаты измерений в сечении $X' = 232$ мм распределений $U(Z)$ при введении возмущений (с амплитудой около 1 % в максимуме пульсаций в вихре) и без них. Видно, что даже такая достаточно большая амплитуда колебаний, которая обычно ассоциируется с началом проявления нелинейных эффектов, не ведет к заметному искажению вихря. Подобные измерения делались на разных расстояниях от стенки и показали аналогичные результаты. Данные рис. 9 согласуются с результатами по сохранению формы вихря при различных скоростях потока, описанными в предыдущем пункте, поскольку с ростом скорости усиливается интегральная амплитуда естественных возмущений в вихре. Такая консервативность вихрей важна с точки зрения моделирования течения, когда бегущие волны рассматриваются как вторичные возмущения на фоне первичного потока, представляющего суперпозицию невозмущенного течения и стационарных вихрей.

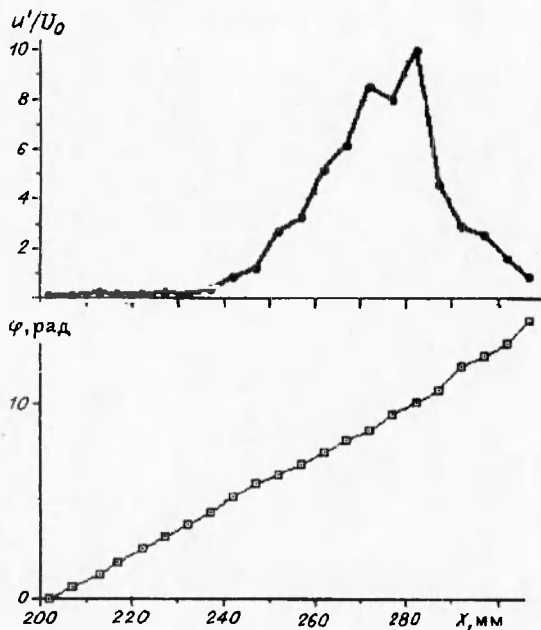
На рис. 10, а—в представлены распределения средней скорости $U(Z)$, среднеквадратичных пульсаций вблизи $f = 330$ Гц в полосе частот 15 Гц $u'_f(Z)$ и их фаз $\varphi(Z)$ для выбранной амплитуды звука. Эти измерения проводились при $U_\infty = 8$ м/с и $Y = \text{const}$ во внешней части вихря вблизи максимума интегральных пульсаций скорости. Максимум колебаний достигается при $Z = 36$ мм вблизи перегиба в распределении $U(Z)$ аналогично тому, как описано выше для естественного пакета волн. Такое распределение пульсаций скорости в трансверсальном направлении наблюдалось в работе [10] для более низкочастотной из двух выделявшихся там мод вторичной неустойчивости на скользящем крыле. Кроме того, сходное положение максимума возмущений относительно распределения $U(Z)$ характерно и для вторичной неустойчивости синусоидального типа, развивающейся



Р и с. 10



Р и с. 11



Р и с. 12

велико влияние звука на сигнал, фиксируемый термоанемометром. Скачки фазы на 180° и более часто наблюдаются в профилях пульсаций $u'_f(Y)$ волн неустойчивости различной природы [1, 2] и свидетельствуют о противоположности направления колебаний частиц жидкости в разных местах профиля. В данном случае подобное явление наблюдается в трансверсальном направлении, но, вероятно, имеет ту же природу.

На рис. 12 представлены измерения нарастания амплитуды в полосе частот 4 Гц и фазы волны вдоль вихря, выполненные для $U_\infty = 7$ м/с при $Y = \text{const}$ вблизи максимума пульсаций скорости. Скорость распространения возмущений частотой $f = 330$ Гц, определенная по графику нарастания фазы волны вдоль вихря, составляет 0,56 от U_0 на большем участке развития волны. При достижении волной амплитуды $\approx 2\%$ от U_0 нарастание фазы начинает, хотя и незначительно, отклоняться от линейного закона. Максимум амплитуды волны достигается при $X' = 282$ мм. Ниже по потоку амплитуда волны постепенно уменьшается, а скорость ее распространения увеличивается.

Процесс перехода к турбулентности демонстрируется набором спектров, представленных на рис. 13, снятых в отсутствие и в присутствии звукового воздействия на течение. Видно, что волна очень слабой амплитуды $u'_f/U_0 = 0,06\%$ ($X' = 210$ мм) ниже по потоку нарастает и приводит к значительному усилению интегральных пульсаций в области перехода, что говорит о продуктивности порождаемых ею нелинейных взаимодействий.

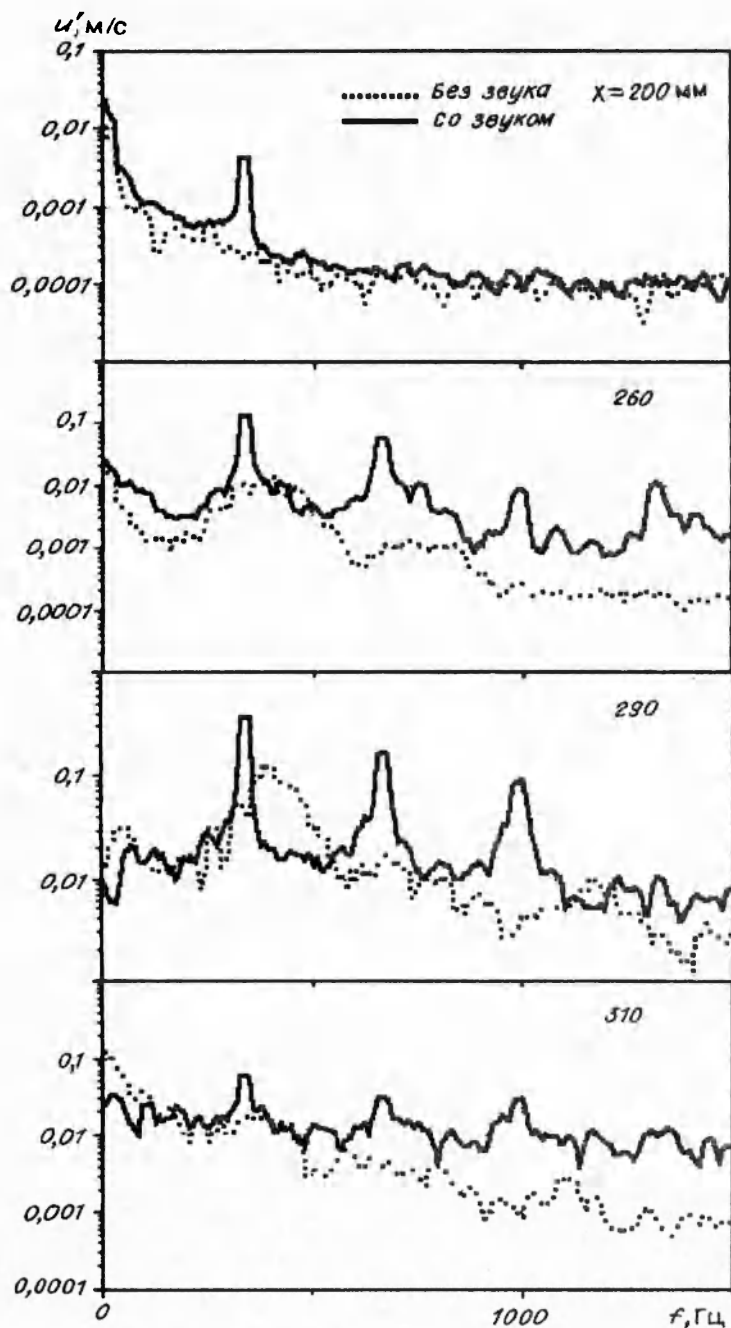
Таким образом, показано, что единичная неровность поверхности, расположенная вблизи носика скользящего крыла, может приводить к формированию в пограничном слое единичного стационарного вихря типа тех, которые возникают в результате неустойчивости поперечного течения в естественных условиях.

На этом вихре образуются пакеты высокочастотных пульсаций — вторичные возмущения, развитие которых приводит вниз по потоку к ламинарно-турбулентному переходу в узкой области локализации стационарного вихря.

на вихрях Гертлера [22], появление которой тоже связано с наличием сильного слоя сдвига в трансверсальном направлении.

Подтверждением тому, что наблюдаемая вторичная неустойчивость не связана с наличием перегиба в распределении средней скорости в нормальном направлении, служат профили $U(Y)$ и $u'_f(Y)$, измеренные в различных координатах Z в том же сечении по X' (рис. 11). Пульсации нормированы на максимум $u'_{\text{max}} = 2,17\% U_0$ для сечения $Z = 36$ мм, в котором точка перегиба по координате Y отсутствует.

Из рис. 10 видно, что фаза волны внутри вихря претерпевает скачок. На краях она выходит на постоянный уровень — в этих сечениях



Р и с. 13

Найдено распределение амплитуд и фаз высокочастотных колебаний внутри вихря. Показано, что появление этих возмущений связано с наличием точки перегиба в распределении средней скорости в вихре в трансверсальном направлении. Определено, что данные колебания в исследованных условиях распространяются вниз по потоку вдоль оси вихря со скоростью 0,56 от скорости внешнего течения.

Авторы выражают благодарность Ю.С. Качанову за полезные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93—013—17359).

ЛИТЕРАТУРА

1. Klingmann B.G.B., Boiko A.V., Westin K.J.A. et al. Experiments on the stability of Tollmien — Schlichting waves // *Eur. J. Mech. B/Fluids*. — 1993. — V. 12, N 4.
2. Бойко А.В. Развитие вихревых возмущений в локальных отрывных течениях: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1992.
3. Kohama Y. Some expectation on the mechanism of cross-flow instability in a swept-wing flow // *Acta Mech.* — 1987. — V. 66.
4. Kohama Y. Cross-flow instability in rotating disk boundary layer. — N.Y., 1987. — (Paper/AIAA; N 87—1340).
5. Michel R., Arnal D., Coustols E., Juillen J.C. Experimental and theoretical studies of boundary layer transition on a swept infinite wing // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Novosibirsk, 1984. — Berlin: Springer-Verlag, 1985.
6. Bippes H. Instability features appearing on swept wing configurations // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Toulouse, 1989. — Berlin: Springer-Verlag, 1990.
7. Bippes H. Experiments on transition in three-dimensional accelerated boundary layer flows // *Boundary Layer Transition and Control: Proc. conf.*, Cambridge, 1991. — London, 1991.
8. Reed H.L. An analysis of wave interactions in swept-wing flows // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Novosibirsk, 1984. — Berlin: Springer-Verlag, 1985.
9. Saric W.S., Yeates L.G. Generation of cross-flow vortices in a three-dimensional flat plate flow // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Novosibirsk, 1984. — Berlin: Springer-Verlag, 1985.
10. Kohama Y., Saric W.S., Hoos J.A. A high-frequency, secondary instability of crossflow vortices that leads to transition // *Boundary Layer Transition and Control: Proc. conf.*, Cambridge, 1991. — London, 1991.
11. Reed H.L., Saric W.S. Stability of three-dimensional boundary layer // *Ann. Rev. Fluid Mech.* — 1989. — V. 21. — P. 235—284.
12. Kachanov Yu.S., Tararykin O.I. The experimental investigation of stability and receptivity of a swept-wing flow // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Toulouse, 1989. — Berlin: Springer-Verlag, 1990.
13. Dagenhart J.R., Saric W.S., Hoos J.A., Mousseux M.C. Experiments on swept-wing boundary layers // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Toulouse, 1989. — Berlin: Springer-Verlag, 1990.
14. Fisher T.M., Hein S., Dallman U. A theoretical approach for describing secondary instability features in three-dimensional boundary-layer flows. — N.Y., 1993. — (Paper / AIAA; N 93—0080).
15. Kohama Y., Ohta F., Segawa K. Development and interaction of instabilities in the cross flow field // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Sympos.*, Toulouse, 1989. — Berlin: Springer-Verlag, 1990.
16. Бакчинов А.А., Грек Г.Р., Клингманн Б.Г.Б., Козлов В.В. Экспериментальное исследование устойчивости трехмерного пограничного слоя и перехода его в турбулентное состояние // *Теплофизика и аэромеханика*. — 1994. — Т. 3.
17. Багаев Г.И., Голов В.К., Медведев Г.В., Поляков Н.Ф. Аэродинамическая труба малых скоростей Т-324 с пониженной степенью турбулентности // *Аэрофизические исследования*. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
18. Занин Б.Ю., Лушин Н.В. Сравнительные исследования обтекания профиля крыла в двух аэродинамических трубах // *Сиб. физ.-техн. журн.* — 1991. — Вып. 2. — С. 99—103.
19. Бойко А.В., Козлов В.В., Довгаль А.В., Щербаков В.А. Влияние неровности поверхности на устойчивость пограничного слоя и его восприимчивость к звуковым колебаниям потока // *Всесоюзный семинар по гидродинамической устойчивости и турбулентности*. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1989.
20. Johanson A.V., Alfredsson P.H. On the structure of turbulent channel flow // *J. Fluid Mech.* — 1982. — V. 122. — P. 295—314.
21. Айзин Л.Б., Поляков Н.Ф. Генерация волн Толлмина — Шлихтинга звуком на отдельной неровности поверхности, обтекаемой потоком. — Новосибирск, 1979. — (Препр. / ИТПМ СО АН СССР; № 17).
22. Swearingen J.D., Blackwelder R.F. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of the wall // *J. Fluid Mech.* — 1987. — V. 182. — P. 255—290.

г. Новосибирск

Поступила 28/III 1994 г.